

CENTRAL ASIAN JOURNAL OF THEORETICAL AND APPLIED SCIENCES

Volume: 03 Issue: 06 | Jun 2022 ISSN: 2660-5317

СКОПЛЕНИЯ АКЦЕПТОРНЫХ ЦЕНТРОВ В n-GaAs И ВЛИЯНИЕ ГАММА-ОБЛУЧЕНИЯ НА ИХ РАЗМЕРЫ

Odil Raxіmov
Associate Professor at the Samarkand State Architectural and Civil Engineering Institute (Republic of Uzbekistan).
email: zafar_r80@mail.ru

Received 4th Apr 2022, Accepted 5th May 2022, Online 4th Jun 2022

Аннотация. *Исследован и обнаружен процесс роста скоплений акцепторных центров n-GaAs при гамма-облучении. Показано, что концентрация водородоподобных доноров при облучении не изменяется. Найдено распределение плотности донорных состояний водороподобных примесей по энергиям. Установлено, что скорость введения акцерторных центров соответствует пороговой энергии образования пары Френкеля ∼20эВ.*

Ключевая слова. *Скопления, акцептор, донор, водороподобные примеси, пары Френкеля, различные механизмы рассеяния электронов, дефекты, состояний.*

Введение. В [1-3] была продемонстрирована возможность использования фотоэлектрического метода для обнаружения квазиточечных скоплений компенсирующих центров [4] в кремнии и фосфиде индия.

Настоящая работа посвящена выяснению вопроса, существуют ли скопления акцепторов в n-GaAs и изменяется ли число содержащихся в них акцепторов облучения гамма-лучами. Исследована кинетика изменения концентраций донорных N_D и акцепторных N_A центров при облучении найдено распределение плотности водородоподобных донорных состояний неконтролируемых примесей по энергиям.

Исследовался арсенид галлия, выращенный по методу Чахральского, специально не легированный, содержащий $N_D \sim 8 \cdot 10^{15}$см$^{-3}$ компенсирующих акцепторов. Изучались кинетика спада фотопроводимости при 77,4 K и температурные зависимости электропроводимости и коэффициента Холла в интервале температур 4,2÷300 K после различных доз облучения гамма-квантами ^{60}Co, проводившегося при комнатной температуре.

1. Характеристика необлученного материала

Температурная зависимость коэффициента Холла R имела максимум при T ∼38 K горизонтальные участки в областях 4,2< T_1< 10 K и 100< T_2< 250 K, причем величины $R^{4.2K}$ и R^{220K} в областях T_1 и T_2 имели одно и то же значение, в 2 раза меньше, чем в максимуме. Такие зависимости R(T) обычно интерпретируются как указание на двузонный характер проводимости σ с существенным вкладом проводимости по зоне примесных состояний. Поэтому анализ температурных зависимостей R и σ проводился в рамках двузонной модели (см., например, [5]). Величина $R\sigma$, измеренная экспериментально, определяется выражением $R\sigma = (n_1 u_1^2 + n_2 u_2^2)/(n_1 u_1 + n_2 u_2)$, где n_1 и u_1 –

Volume: 03 Issue: 06 | Jun 2022, ISSN: 2660-5317

концентрации и подвижность электронов в зоне проводимости а n_2 и u_2 – в примесной зоне. Температурная зависимость уровня Ферми μ, определяемая из зависимостей $n_1(T)$, позволяет найти энергетический зазор E_1, отделяющий полосу примесных состояний от зоны проводимости, и ширину δ полосы примесных состояний [6] ($\delta = Ce_2N^{1/3}/\varkappa$, где $\varkappa$ – диэлектрическая постоянная, C зависит от степени компенсации и наших условиях $C \approx 0{,}3$). Экспериментальные значения E_1 даны в таблице. Они соответствуют расчетным. Величина δ оказалась равной ~1,3 мэВ.

Подвижность u_2 непосредственно измерявщаяся в области температур 4,2< T_1< 10 K (см. таблицу), достигала 650 $см^2/B$ с при 4,2K и слабо зависела от температуры. Такая высокая подвижность по полосе примесных состояний и ее слабая зависимость от температуры указывает на то, что проводимость по этой полосе носит зонный, а не прыжковый характер.

Φ· 10^{-18} $см^{-2}$	$n_1^{220\,K}\cdot 10^{-16}$, $см^{-3}$	$n_2^{4,2\,K}\cdot 10^{-16}$, $см^{-3}$	$u_2^{4,2\,K}$, $см^2/B$ с	$K = \frac{N_A}{N_D}$	E_1
0	1.37	1.35	650	0.44	3.7
0.33	1.28	1.2	610	0.47	3.8
0.7	1.1	1.1	540	0.51	4.2
1.04	0.93	0.96	450	0.55	5.1
1.31	0.84	0.64	400	0.69	4.9
1.62	0.81	0.53	340	0.76	5.3
1.97	0.74	0.4	300	0.82	6.0

На рис.1 (1 – 7) представлены результаты анализа температурных зависимостей $R\sigma$ и определения парциальных вкладов различных механизмов рассеяния электронов. Из кривой 2 в области температур 40-60K, в которой доминирует рассеяние на ионах и которая ограничена со стороны низких температур условиями вырождения, определялась концентрации N_D и N_A. Кривая 5 – подвижность, определяемая рассеянием на ионах при значениях N_D и N_A, найденных из кривой 2. Из того факта, что кривые 2 и 6 в области $T > 60\ K$ не совпадают, следует, что помимо рассеяния на колебаниях решетки и ионах действует дополнительный механизм рассеяния, для которого $u \sim T^{-1,1}$ (кривая 7). Такое же рассеяние наблюдалось нами в

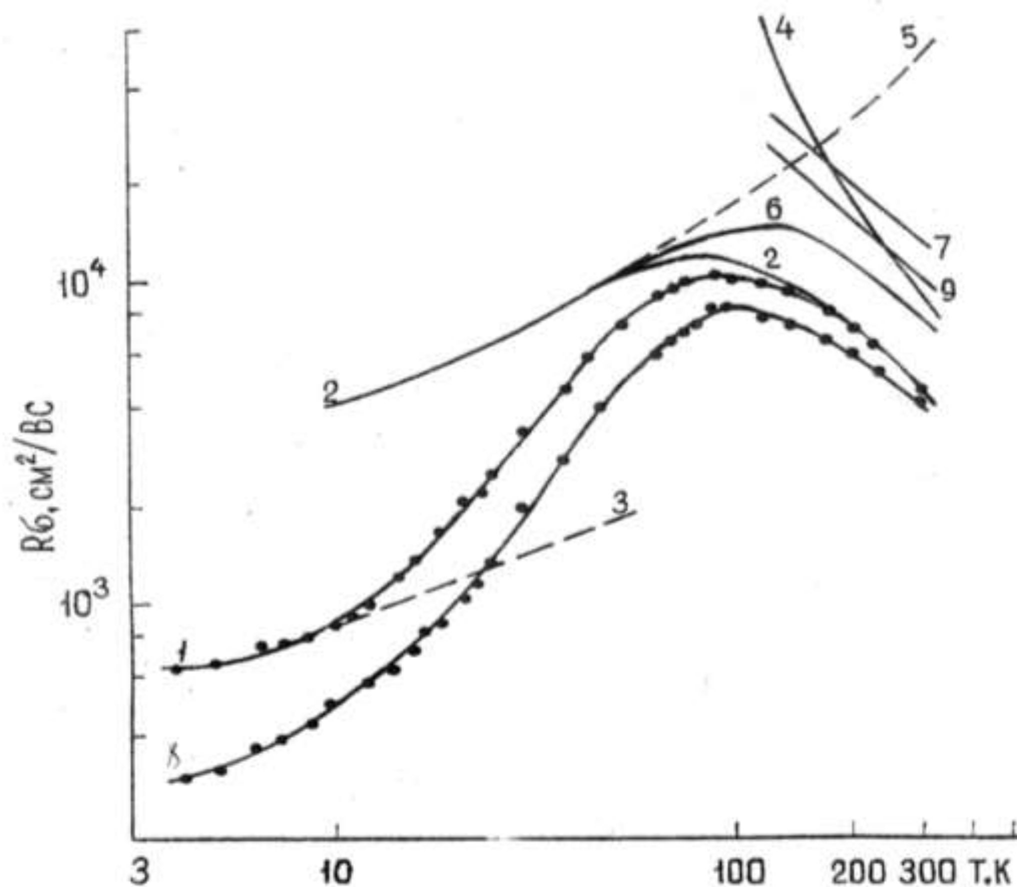


Рис.1. Температурные зависимости Rσ и ее составляющих в n-GaAs.

1, 8 – $R\sigma$*; 2 –* u_1*; 3 –* u_2*; 4 –* u_p*, парциальная подвижность, обусловленная рассеянием электронов на колебаниях решетки (акустических и полярных); 5 –* u_I*, парциальная подвижность, обусловленная рассеянием на ионах примесей; 6 –* $(u_p^{-1} + u_I^{-1})^{-1}$*; 7, 9 –* $u_{\text{ск}}$ *(парциальная подвижность, обусловленная дополнительным рассеянием на скоплениях ЭАЦ). 1-7 – до облучения, 8, 9 – после дозы Ф = 1,97* 10^{18}см^{-2}.

фосфиде индия [3] и было интерпретировано как рассеяние на “малых”[1)] скоплениях компенсирующих электрически активных центров (ЭАЦ).

[[1)] “Малыми” будут называться скопления, для которых радиус области пространственного заряда (ОПЗ) $R_{\text{ОПЗ}}$ меньше длины свободного пробега электронов L].

В арсениде галлия фотоэлектрическим методом можно регистрировать скопления с числом акцепторов Z >12 наблюдаются (в концентрации $N_{\text{ск}} \leq 10^{12}$ см^{-3}), в других – нет, но “малые” скопления, проявляющиеся только в подвижности, присутствуют, по видимому, во всех образцах. Если подобно тому как это было в [3], оценить величину $N_{\text{ск}}A$, где A – эффективное сечение области пространственного зарядов (ОПЗ) скоплений, воспользовавшись формулой [7] $u_{\text{ск}} = e[N_{\text{ск}}(2mkT)^{1/2}A]^{-1}$, то оказывается, что $N_{\text{ск}} \cdot A \cong 4 \cdot 10^4 \text{см}^{-1}$. Поскольку длина свободного пробега электронов в зоне проводимости L составляет, по данным зависимости $n_1(T)$ ~900Å при 80 K, “малыми” являются скопления с $A \leq 2 \cdot 10^{-10} \text{см}^2$. Следовательно, концентрацию $N_{\text{ск}}$ можно оценить как $\sim 10^{14} \text{см}^{-3}$, что является разумным, поскольку общая концентрация $N_A = 8 \cdot 10^{15} \text{см}^{-3}$, а полная концентрация акцепторов, собранных в скоплениях $N_{\text{ск}} \cdot A$, может достигать $\sim 10^{15} \text{см}^{-3}$.

2. Влияние гамма – облучения

2.1. Одиночные дефекты и атомы примесей. Из таблицы видно, что с ростом дозы облучения Ф уменьшаются концентрация и подвижность (см. кривые 1 и 8, рис. 1) носителей тока в зоне примесных состояний а степень компенсации водородоподобных доноров возрастает. Кроме того значения концентрации ${n_2}^{4,2K}$ и ${n_1}^{220K}$, совпадающие при $\Phi = 0$, начинают различаться при увеличении дозы облучения. Это свидетельствует о введении более глубоких центров M с уровнями E_c – (0,023$\pm$0,02) эВ, их концентрация растет линейно при увеличении дозы. Из рисунка 2 видно, что концентрация водородоподобных доноров не изменяется, т.е. эти доноры не взаимодействуют с собственными точечными дефектами, образующимися при облучении, что согласуется с данными [8, 10 – 12]. Концентрация акцепторов растет линейно с увеличением дозы Ф и характеризуется сечением образования σ_A= 1,8 10^{-25}см$^{-2}$, соответствующим пороговой энергии образования пар Френкеля E_d $\sim$ 20 эВ [9]. Концентрация центров M с уровнями E_c – (0,023$\pm$0,02) эВ, их концентрация растет линейно при увеличении дозы. Сечение образования этих центров $\sigma_M = 8\ 10^{-26}$см$^{-2}$. Во всем диапазоне использованных доз облучении концентрация этих центров была меньше, чем N_D и N_A, поэтому сделать заключение об их характере (донорном или акцепторным) затруднительно.

Поскольку концентрация N_D остается постоянной, исследование зависимости энергии ионизации доноров E_1 от концентрация электронов в примесной зоне дает возможность прозондировать примесную зону путем изменения положения уровня Ферми при $T < 10K$ и найти распределение $\rho\ (\varepsilon)$ плотности донорных состояний по энергиям. Результат показан на

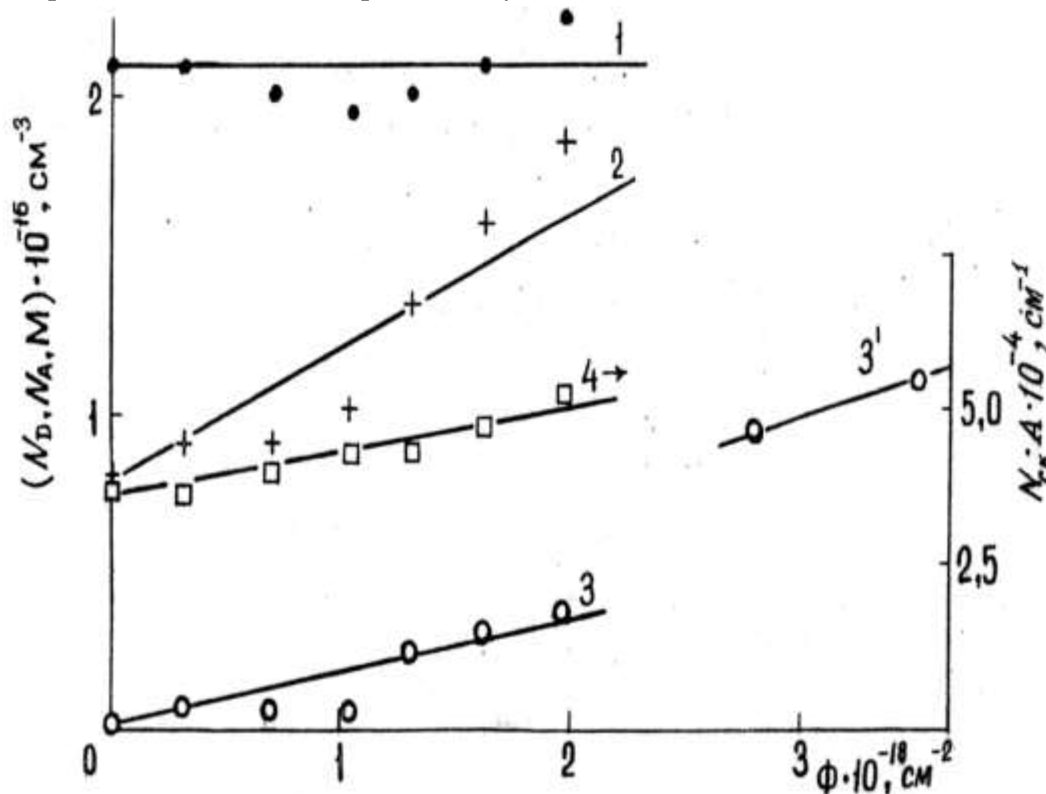


Рис. 2. Кинетика изменения концентраций N_D *(1)*, N_A *(2)*, *M (3,* 3^1*)*, $N_{ск} \cdot A$ *(4)* при облучении.
$3, 3^1$ *– для разных образцов. Прямые 1, 2, 3,* 3^1*: масштаб – правая ось, прямая 4: масштаб – леваяось.*

рис.3. Удалось прозондировать интервал энергии от 3,7 мэВ до 6 мэВ ниже дна зоны проводимости. Интересно отметить, что при $\varepsilon = 5$ мэВ наблюдается выступ в функции $\rho\,(\varepsilon)$, существование которого может указывать на наличие кулоновской щели в плотности примесных состояний.

2.2. Скопления ЭАЦ. Из кривых 7 и 9 (рис.1) видно, что эффективность рассеяния электронов “малыми” скоплениями растет при увеличении дозы облучения. Оказалось, что произведение $N_{\text{ск}} \cdot A$ зависит от дозы Ф линейно (кривая 4 рис.2), и скорость этого роста составляет 8 10^{-15}см^{-1}. Эта величина является усредненной по всем малым скоплениям с Z в пределах от 2 до 12. Функция распределения “больших” скоплений (с $Z > 12$) акцепторов, как видно из рис. 4, также существенно изменяется с ростом дозы облучения. Происходит не только рост числа скоплений, но и сильное увеличение их размеров. Максимальное скопления в облученном материале содержат свыше 40 акцепторов, т.е более, чем вдвое превосходит размеры скоплений в необлученном материале.

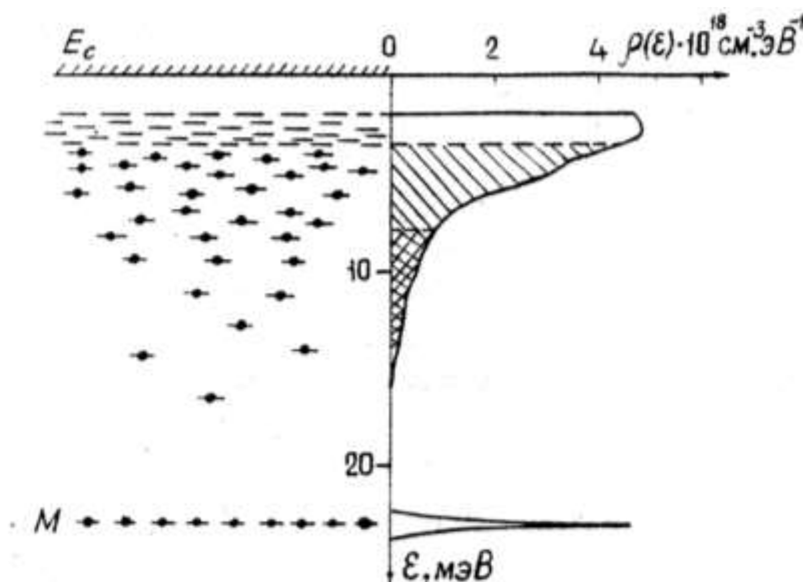


Рис.3. энергетическая схема верхней части запрещенной зоны и зависимости $\rho(\varepsilon)$ для зоны водородоподобных донорных состояний, а также уровней М – центры, вводимые при облучении (без масштаба ρ)

При этом доля объема образца, занятая ОПЗ скоплений, возросла в 50 раз (от 0,76% до 37%). Ясно, что такой сильный рос скоплений возможен только за счет притока акцепторных центров, рождающихся в пространстве между скоплениями, внутрь имеющихся скоплений, играющих роль стоков

для акцепторов. Это, в свою очередь, свидетельствует о подвижности акцепторных дефектов в условиях облучения при комнатной температуре и, по-видимому, указывает на наличие полей упругих напряжений, способствующих притяжению акцепторов к скоплениям и простирающихся на расстояния, большие, чем $R_{\text{ОПЗ}}$. Следует отметить, что исследования роста скоплений при облучении может служить методом исследования процессов движения собственных точечных дефектов, причем этот метод характеризуется высоким пространственным разрешением. Действительно, при использовании этого метода разрешение определяется расстояниями между скоплениями. Эти расстояния могут быть порядка $10^{-5} - 10^{-6}$ см. Такое разрешение едва ли может быть достигнуто

при создании внешних электрических или упругих полей в объемных образцах.

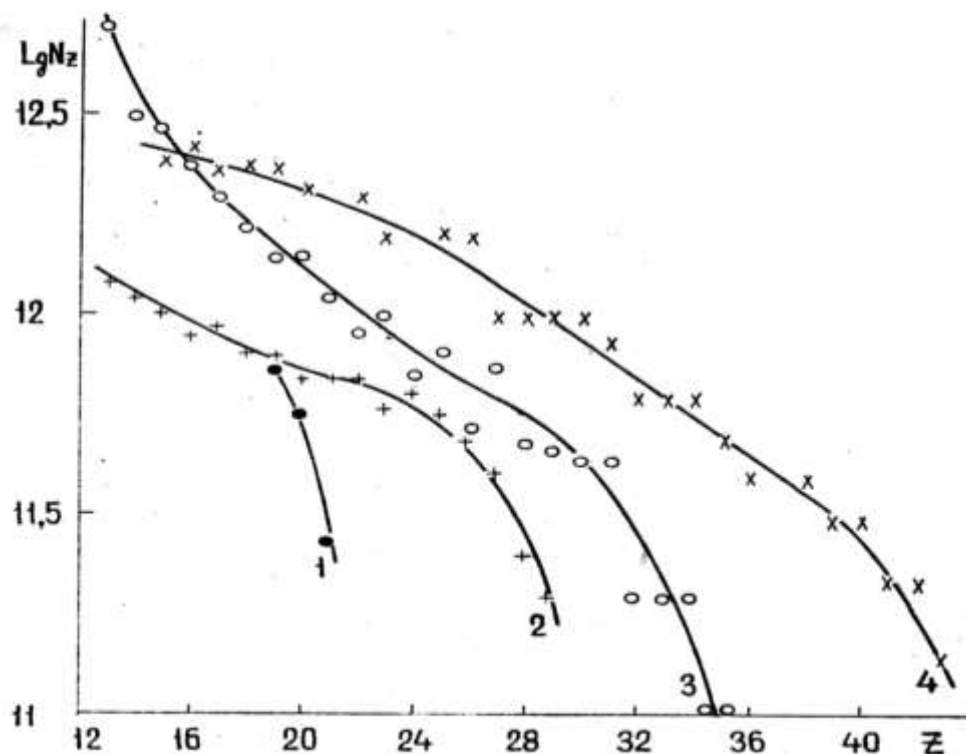


Рис.4. Функция распределения скоплений акцепторов N_Z (Z)
по числу Z акцепторов в n-GaAs.

1 – Ф = 0; 2 – Ф = 2,45 10^{18}см$^{-2}$;
3 – Ф = 2,80 10^{18}см$^{-2}$; 4 – Ф = 3,52 10^{18}см$^{-2}$.

3. Основные результаты и выводы

1. Исследована кинетика введения электрически активных центров. При этом:

а) найдено распределение плотности состояний в примесной зоне донорных состояний;

б) подтверждено, что собственные точечные дефекты не взаимодействуют с атомами донорных примесей;

в) установлено, что при облучении вводятся глубокие акцепторные состояния, причем скорость их введения не зависит от дозы облучения и соответствует пороговой энергии создания дефектов E_d = 20 эВ.

г) обнаружено, что при гамма – облучении вводятся центр с состоянием E_c – 0,023 эВ, причем их концентрация пропорционально дозе облучения. Характер этих центров (донорный или акцепторный) установить не удалось.

2. Обнаружено, что неконтролируемые компенсирующие примеси в
n-GaAs могут образовывать скопления. При этом показано, что как и фосфиде индия, “малые” скопления акцепторов (с $Z < 12$) являются эффективными рассеивающими центрами и температурная зависимость подвижности, определяемой этим видом рассеяния, имеет вид $u_{ск} \sim T^{-1,1}$

3. Найдены функции распределения N_Z(Z) в необлученном материале и после различных доз

облучения.

Установлен факт роста скоплений при гамма-облучении. Наблюдались превращения “малых” скоплений в “большие”, рост концентрации больших скоплений с заданным Z и рост максимального числа Z в скоплениях.

4. Получены свидетельства в пользу представлений о том, что акцепторные дефекты в условиях облучения при комнатной температуре способны перемещаться на расстоянии по крайней мере порядка 10^{-5}см и могут втягиваться в скопления.

Литература

1. Баграев Н.Т., Витовский Н.А., Власенко Л.С., Машовец Т.В., Рахимов.О. Скопления электрически активных центров в термообработанном кремнии, выращенном по методу Чохральского. ФТП,1963, т.17, вып.11, с.1979-1984.

2. Витовский Н.А., Емельяненко О.В., Лагунова Т.С., Рахимов.О. Определение заряда квазиточечных скоплений атомов акцепторной примеси в компенсированных кристаллах n-InP. ФТП, 1982, т.16, вып.6, с 1122-1124.

3. Витовский Н.А., Лагунова Т.С., Рахимов.О. Взаимодействие точечных собственных дефектов в фосфиде индия n-типа со скоплениями акцепторов. ФТП, 1984, т.17, вып.9. с.1624-1628.

4. Витовский Н.А. Метод определения заряда квазиточечных скоплений атомов примесей и дефектов в полупроводниках и функции распределения скоплений по их заряду. ФТП, 1982, т. 5, вып. 5, с. 882-885.

5. Емельяненко О.В., Лагунова Т.С., Наследов Д.Н., Талалакин Г.Н. Образование и свойства примесной зоны в n-GaAs. – ФТТ, 1965,т.7, в.5, с. 1315-1323.

6. Шкловский Б.И., Эфрос А.Л. структура примесной зоны слабо легированных полупроводниках. ФТП, 1980, т. 14, вып.5, с.825-856.

7. Weisberg L.R. – J.Appl. Phes., 1962, v. 33, № 5. p. 1817-1821.

8. Кольченко Е.И., Ломако Б.М. Электрические свойства арсенида галлия, облученного электронами и нейтронами. – ФТП, 1975, т. 9, в. 9 с. 1757-1760.

9. Grimshavw J.A., Banlury P.S. – Proc. Phys. Sol., 1964. V. 84. № 537. p. 115-162/

10. Rakhimov, Z. O., Haitboev, R., Ibadullaev, N. E., & Safarov, B. S. (2018). Tour operating. Study guide. Tashkent:“Science and Technology.

11. Рахимов.О. InP материалидаги акцептор мажмуаларининг гамма кванти таъсирида ҳосил бўладиган нуктавий нуколонлар билан ўзаро таъсири. ПРОБЛЕМЫ АРХИТЕКТУРЫ И СТРОИТЕЛЬСТВА (научно - технический журнал). 2003. № 3,4. с.64-66. SamГАСИ. Самарқанд.

12. Raximov.O. n-InP:cd materialda akseptor atomlari majmualarining xussiy-nuqtaviy nuqsonlar bilan o’zaro ta’siri. ISSN 2091-5446. Научный вестник. 2019-yil, 1-son (165) Aniq va tabiiy fanlar seriyasi matamatika, … , fizika ba boshqalar (Jurnal 1999 yildan chop qilina boshlagan va OAK ro’yxatiga kiritilgan). 2019. СамДУ. Самарканд.

13. Рахимов.О., Эшбеков А.А., Сражев С.Н. Скопление центров донорного типа в p-кремнии, выращенном по методу Чохральского и их взаимодействие с собственными точечными дефектами. ISSN 2091-5446. Научный вестник. 2019-yil, 5-son (117). Aniq va tabiiy fanlar seriyasi matamatika, …, fizika ba boshqalar (Jurnal 1999 yildan chop qilina boshlagan va OAK ro’yxatiga kiritilgan). 2019. СамДУ. Самарканд.